# ÜBER ABSORPTION UND REFLEXION ULTRAROTER STRAHLEN DURCH QUARZ, TURMALIN UND DIAMANT.

INAUGURAL-DISSERTATION

ZUR

ERLANGUNG DER DOKTORWÜRDE

GENEHMIGT

VON DER PHILOSOPHISCHEN FAKULTÄT

DER

FRIEDRICH-WILHELMS-UNIVERSITÄT
ZU BERLIN.

VON

**OTTO REINKOBER**
AUS SALZBRUNN IN SCHLESIEN.

TAG DER PROMOTION: 13. AUGUST 1910.

LEIPZIG,
JOHANN AMBROSIUS BARTH
1910.

Referenten:

Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. Rubens.

Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. Planck.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

MEINEN ELTERN

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41535712_0119

Daß bei vielen Kristallen die Absorption von der Richtung der Polarisationsebene der Strahlung inbezug auf die Kristallachsen abhängt, ist eine seit langem bekannte Tatsache. Das allgemeinste Beispiel hierfür ist wohl der Turmalin, der bekanntlich den ordentlichen Strahl ungleich stärker absorbiert als den außerordentlichen. Lange Zeit kannte man die Erscheinung des Dichroismus nur für die Strahlung des sichtbaren Spektrums. Im Jahre 1895 dehnte Merritt [1]) die Untersuchungen auf diesem Gebiet auch auf ultrarote Wellenlängen aus und fand starke Unterschiede in der Durchlässigkeit von Quarz, Kalkspat und Turmalin mit wechselnder Richtung der Polarisationsebene in bezug auf die Kristallachsen.

Es folgt nun aber aus der Tatsache, daß, wenn in der Durchlässigkeit von Kristallen für langwellige Strahlung sich derartige Unterschiede bemerkbar machen, solche auch bei der Reflexion auftreten werden. Untersuchungen hierüber liegen bisher nur von Hrn. Nyswander [2]) vor, der die Reflexion von Kalkspat und Aragonit in der Abhängigkeit von der Schwingungsrichtung des einfallenden Lichtes untersuchte und hierbei große Unterschiede feststellen konnte, indem einige Reflexionsmaxima nur dem parallel der Kristallachse, andere nur dem senkrecht dazu schwingenden Strahle angehören. In den im folgenden mitgeteilten Versuchen, die schon im Gange waren, als die Publikation von Hrn. Nyswander erschien, wurden kristallinischer Quarz und Turmalin auf Dichroismus der Reflexion geprüft, außerdem wurden von amorphem Quarz und Diamant Reflexion und Durchlässigkeit untersucht. Die Versuche erstreckten sich über das Wellenlängengebiet von 1 $\mu$ bis 15 $\mu$, teilweise bis 18 $\mu$.

1) E. G. Merritt, Wied. Ann. 55. p. 49. 1895.
2) Nyswander, Phys. Rev. 28. p. 291. 1909.

## Vakuumthermosäule.

Die Messungen sollten ursprünglich mit der Rubensschen Thermosäule in Verbindung mit dem du Bois-Rubensschen Panzergalvanometer ausgeführt werden. Doch sind die magnetischen Störungen im hiesigen Institut so bedeutend, daß sich dies als unmöglich erwies. Von welcher Größe diese Störungen sind, veranschaulicht eine Kurve (Fig. 1) eines photographischen Registrierapparates, die während zweier Nachmittagsstunden mit einem aperiodisch gedämpften Magnetometer von 6 Sek. Schwingungsdauer aufgenommen wurde. Die Abweichungen vom magnetischen Meridian betragen im Maximum $\pm 4^0$. Trotz Erhöhung der Zahl der Galvanometerpanzer von 3 auf 7, wodurch die Störungen ungefähr von $^1/_{2000}$ auf $^1/_{20000}$ herabgesetzt wurden, waren schon bei nur 4 Sek. Schwingungsdauer, die einer Empfindlichkeit von $1.10^{-9}$ bei 5 m Skalenabstand entspricht, die Störungen noch immer zu groß, als daß ein genaues Arbeiten möglich gewesen wäre.

In Verbindung mit einem Drehspulengalvanometer von kleinem Widerstand (Instrument von Hartmann & Braun, Widerstand 5 $\Omega$, Empfindlichkeit $4{,}4.10^{-9}$ Amp. für 1 mm Ausschlag bei 6 m Skalenabstand) ist die Wirkung der Thermosäule zu gering, um bei den Messungen in das Gebiet langer Wellen vordringen zu können. Nun läßt sich aber durch einige Änderungen die Temperaturempfindlichkeit der Thermosäule bedeutend erhöhen. Ihr Widerstand in der von Hrn. Rubens angegebenen Form beträgt 3,5 $\Omega$. Um bei den Galvanometerausschlägen den ersten Umkehrpunkt noch beobachten zu können, müssen zwecks Verkleinerung der Dämpfung in den Stromkreis ungefähr 20 $\Omega$ Widerstand eingeschaltet werden. Diesen Widerstand verlegt man nun vorteilhaft in die Thermosäule selbst, indem man sie aus dünneren Drähten herstellt, so daß der aus Thermosäule und Galvanometer allein gebildete Stromkreis schon den für eine nicht zu große Galvanometerdämpfung geeigneten Widerstand besitzt. Entsprechend dem geringeren Drahtquerschnitt wird die Wärmeableitung von den bestrahlten zu den unbestrahlten Lötstellen vermindert, so daß jetzt dieselbe Bestrahlung eine höhere Temperaturdifferenz der Lötstellen hervorruft. Außerdem ver-

ringert die kleinere Oberfläche der dünneren Drähte die durch Strahlung bedingten Wärmeverluste. Ich benutzte daher anfangs eine der alten sonst gleiche Thermosäule mit vierzehn

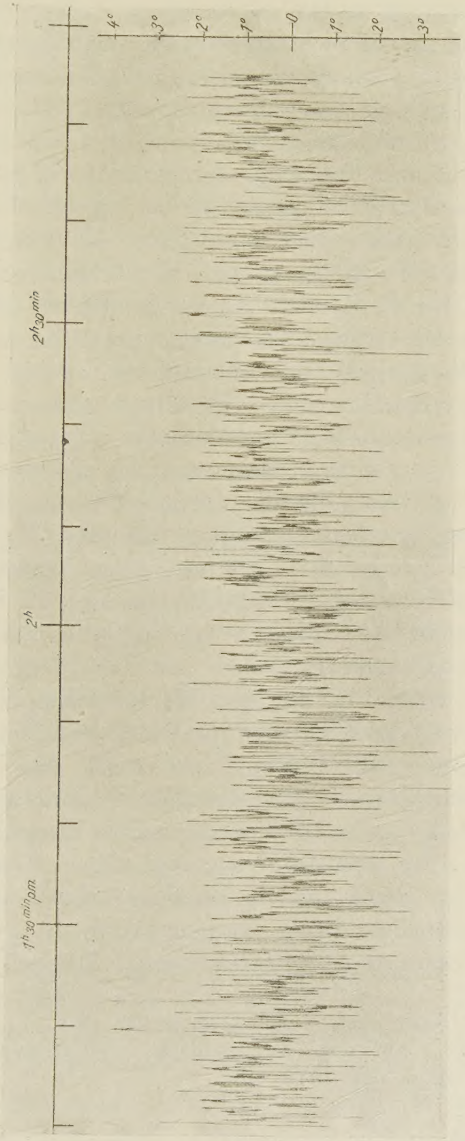


Fig. 1. Schwankungen des magnetischen Meridians.

Lötstellen, die ich aus 0,05 mm starken Eisen- und Konstantandrähten herstellte. In Kombination mit dem genannten Drehspulengalvanometer erreichte ihre Empfindlichkeit das dreifache der alten Säule mit 0,15 mm starken Drähten, ihr Widerstand betrug 14 Ω.

Mehrfach ist versucht worden, um eine Empfindlichkeitssteigerung zu erzielen, die Thermosäule für Strahlungsmessungen im Vakuum anzuwenden. Doch ist über einen wesentlichen Erfolg in der Literatur nichts berichtet. Hr. A. Pflüger[1]) brachte „nach dem Vorgange von Lebedew“ (vgl. unten p. 9) die Rubenssche Thermosäule in ein hohes Vakuum, macht aber keine Angaben über besondere, die Empfindlichkeitssteigerung betreffende Messungen. Tatsächlich gibt nach Versuchen von Hrn. E. Ladenburg die gewöhnlich benutzte Säule mit 0,15 mm Drahtstärke im Vakuum praktisch keine stärkere Wirkung als in Luft von Atmosphärendruck. Hr. W. W. Coblentz[2]) erreichte durch Einsetzen eines aus 0,08 mm starken Eisen- und Konstantandrähten hergestellten Instrumentes ins Vakuum eine Steigerung der Temperaturempfindlichkeit um 40 Proz.; die von mir aus 0,05 mm-Drähten hergestellte Säule gab bei Evakuieren mit einer Sprengelschen Quecksilberfallpumpe das 1,6fache. Einen Vorteil hat jedoch immer die Anwendung im Vakuum insofern, als die Ruhelage des Galvanometers eine bessere ist, da Luftströmungen an den Lötstellen ausgeschlossen sind.

Es ist bekannt[3]), daß der Wärmeverlust eines Körpers durch Strahlung bei Verkleinerung der Oberfläche proportional der strahlenden Oberfläche kleiner wird, daß dagegen der Verlust durch Wärmeleitung der umgebenden Luft langsamer als die Oberfläche des Körpers abnimmt. Einen Vorteil durch Evakuieren wird man daher nur bei kleinen Oberflächen erhalten, da bei diesen erst die Abnahme durch Leitungsverluste gegen die Abnahme durch Strahlungsverluste bei Verkleinerung des Luftdrucks in Betracht kommt. Dieses Prinzip wurde

1) A. Pflüger, Ann. d. Phys. **13**. p. 890. 1904.

2) W. W. Coblentz, Supplementary investigations of infrared spectra Washington **7**. p. 155 ff. 1908,

3) Vgl. E. Warburg, G. Leithäuser und E. S. Johansen, Ann. d. Phys. **24**. p. 25. 1908.

von den Herren Warburg, Leithäuser und Johansen bei der Konstruktion des Vakuumbolometers angewandt. Es ist also nötig, bei der Thermosäule neben Verwendung sehr dünner Drähte die Lötstellen möglichst klein zu machen. Bei Verwendung sehr dünner Drähte kommt außerdem sowohl die noch weiter verringerte metallische Wärmeleitung, als auch die an und für sich geringere Wärmekapazität der Drähte vorteilhaft in Betracht. Daß Thermoelemente aus ganz dünnen Drähten ohne breite Lötstellen im Vakuum eine erhöhte Temperaturempfindlichkeit für Wärmestrahlung zeigen, hat schon vor mehreren Jahren Hr. Lebedew[1]) experimentell nachgewiesen. Er erreichte mit einfach verdrillten und geschwärzten Platin- und Konstantandrähten von 25 $\mu$ Durchmesser eine Steigerung der Thermokraft bei Evakuieren je nach der Form des Gefäßes auf das 6—7fache, hatte aber, wie gesagt, dabei keine breiten Lötstellen, wie sie bei den für Strahlungsmessungen verwendeten Instrumenten zur Absorption der Strahlung nötig sind. Auch war bei Hrn. Lebedews Thermoelementen die Entfernung der beiden Lötstellen relativ groß.

Nach längeren Versuchen gelang es mir nun, eine brauchbare lineare Thermosäule aus 21 $\mu$ starken Eisen- und Konstantandrähten herzustellen. Für die Lötstellen wurde Lötzinn benutzt, das eine relativ niedrige Wärmekapazität besitzt, sie wurden auf dieselbe Dicke wie die der Drähte ausgeschlagen und rechteckig beschnitten, ihre Länge war dann 1—1,5 mm, die Breite ungefähr 0,6 mm. Man hat hierdurch gegenüber kreisförmigen Lötstellen den Vorteil, daß die zu erwärmende Masse und, was bei Anwendung im Vakuum wichtig ist, die Oberfläche kleiner ist, außerdem sind zwischen den einzelnen Lötstellen keine Zwischenräume vorhanden, durch die Strahlungsenergie für die Absorption verloren geht. Schließlich wurden die Drähte rechtwinklig zur Längsrichtung der Lötstellen gebogen und die ungradzahligen Lötstellen senkrecht zur Ebene der zu bestrahlenden gedreht. Der Abstand je zweier benachbarter Lötstellen betrug 2,5 mm. Als Halter für die Elemente wurde ein Bernsteinrähmchen von der in Fig. 2 dargestellten Form benutzt. Durch „$a$“ sind in den Bernstein

1) P. Lebedew, Ann. d. Phys. 9. p. 209. 1906.

eingesetzte Kupferstifte bezeichnet, auf die die Elemente aufgelötet wurden, und zwar wurden die schmalen Kanten der zu bestrahlenden Lötstellen so vor- und hintereinander gesetzt, daß die Lötstellen selbst in der Aufsicht eine lückenlose Reihe bildeten. Es wurden nur vier Elemente verwandt, da sonst der Widerstand der Säule zu groß geworden wäre, die temperaturempfindliche Linie ist dabei 5 mm lang. Der Widerstand beträgt 18 Ω. Die Lötstellen wurden mit dem Ruß einer Kerzenflamme geschwärzt. Das Bernsteinrähmchen wurde in ein 23 mm weites Glasgefäß gesetzt, dessen Form durch Fig. 3 in halber natürlicher Größe veranschaulicht wird. Das Glasgefäß ist vorn bedeckt von einer Messingkappe mit ovaler Öffnung, die

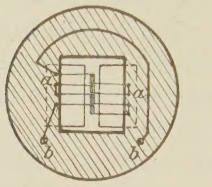

Fig. 2.
(Natürl. Größe.)

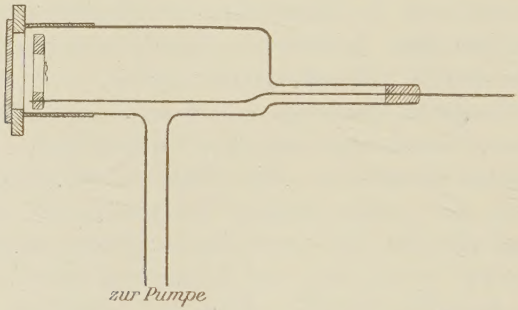


Fig. 3.

wieder durch eine Platte von geeigneter Durchlässigkeit für Wärmestrahlung zu verschließen ist. Die Stromableitung geschieht durch zwei starke Kupferdrähte (*b* in Fig. 2), die in die hintere Öffnung des Gefäßes eingekittet sind.

Ein derartiges Instrument zeigte bei Atmosphärendruck die doppelte Wirkung wie die bisher verwendeten, wobei aber wegen der Kürze der temperaturempfindlichen Linie nur etwas mehr als die Hälfte der Energie des in der Ebene der Lötstellen entworfenen Spaltbildes zur Wirkung kam. Bei Evakuieren mit einer Sprengelschen Quecksilberluftpumpe steigerten sich die Ausschläge noch um das 5fache. Diese Vakuumthermosäule

hat also in der angegebenen Form die 10 fache Empfindlichkeit der käuflichen Instrumente. Ihre Stabilität ist infolge des Vakuums eine sehr gute, die unregelmäßigen Schwankungen des Galvanometers waren bei 6 m Skalenabstand kleiner als $^1/_{10}$ mm. Das Galvanometer befand sich dabei in einer Julius-schen Aufhängung. Auch das Wandern des Galvanometers war bei konstanter Zimmertemperatur verschwindend.

Die Empfindlichkeit der benutzten Vakuumthermosäule als Funktion des Luftdrucks zeigt die Kurve *a* der Fig. 4. Die

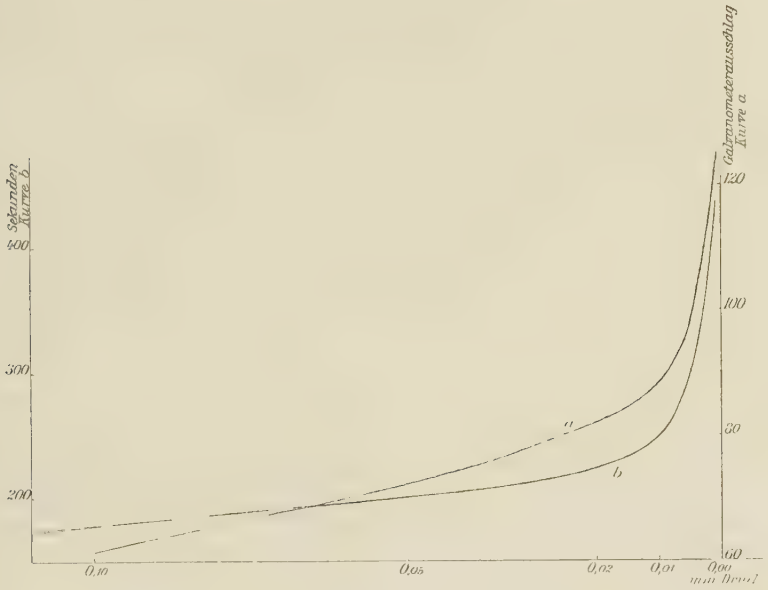


Fig. 4. Empfindlichkeit der Vakuumthermosäule.

Drucke sind mit einem Mac Leod-Manometer gemessen. Im Gegensatz zu dem von Hrn. Lebedew benutzten Element konnte ich bei meiner Thermosäule noch eine beträchtliche Zunahme der Empfindlichkeit bei Drucken unter 0,01 mm konstatieren. Bei 0,01 mm Quecksilberdruck ist die mittlere freie Weglänge der Luftmoleküle ungefähr 7 mm, kommt also in die Größenordnung der Dimensionen des Gefäßes, so daß bei weiterer Abnahme der Dichte die Wärmeleitfähigkeit des Gases abnimmt, die bis dahin nach den Gesetzen der kinetischen

Gastheorie konstant war. Der fast lineare Anstieg der Kurve bei Drucken über 0,01 mm ist wohl auf Rechnung der mit dem Luftdruck abnehmenden Konvektion zu setzen. Einen ähnlichen Verlauf der Abnahme des Wärmeverlustes, wie ihn Kurve *a* zeigt, stellte Hr. Crookes [1]) fest: Kurve *b* der Fig. 3 veranschaulicht den Zusammenhang zwischen dem Luftdruck und der Zeit, die eine in einem evakuierten Glasgefäße befindliche Thermometerkugel bei verschiedenen Gasdrucken braucht, um sich um den gleichen Betrag zu erwärmen. Die Zeiten sind als Ordinaten, die Gasdrucke als Abszissen aufgetragen.

Zum Vergleich der oben beschriebenen Vakuumthermosäule mit dem von den Herren Warburg, Leithäuser und Johansen [2]) angegebenen Vakuumbolometer diente ein in der Physikalisch-technischen Reichsanstalt hergestelltes Bolometer von 3,8 mm Streifenbreite, das in eine Brückenschaltung von vier gleichen Zweigen von je 7 Ω Widerstand, Galvanometerwiderstand 5 Ω und Hauptstrombelastung 0,06 Amp. gelegt wurde. Die Empfindlichkeit dieses Bolometers ergab sich im Verhältnis zu der oben beschriebenen Thermosäule bei Atmosphärendruck zu

$$\frac{\text{Bolometer}}{\text{Thermosäule}} = 2{,}6\,.$$

Die Empfindlichkeitssteigerung des Bolometers bei Evakuieren ist bei 3,8 mm Streifenbreite und maximaler Strombelastung 3,6, die der Thermosäule ist 5, so daß also schließlich das Verhältnis der beiden Instrumente im Vakuum ist:

$$\frac{\text{Vakuumbolometer}}{\text{Vakuumthermosäule}} = 2\,.$$

Dabei ist aber zu berücksichtigen, daß bei der hier benutzten Thermosäule infolge ihrer kleineren Fläche ein geringerer Teil der Strahlungsenergie in Wärme verwandelt wird, wie bei dem zum Vergleich dienenden Bolometer. Durch Verwendung einer geeigneten Konzentration (Hohlspiegel, Linse oder Konus) läßt sich dieser Umstand zugunsten der Thermosäule ausnutzen,

1) W. Crookes, Nature 23. p. 234. 1881.

2) E. Warburg, G. Leithäuser und E. S. Johansen, Ann. d. Phys. 24. p. 25. 1907.

wodurch ihre Empfindlichkeit sich noch mehr der des Vakuumbolometers nähern würde.

Ferner darf als ein Vorzug der Thermosäule die einfachere Handhabung angeführt werden.

## Versuchsanordnung.

Die Versuchsanordnung für die Messungen mit unpolarisierter Strahlung ist in Fig. 5 dargestellt. Von dem Glühkörper eines großen Nernstbrenners, der mit einem Strom von 1 Amp. brannte, wurde durch den Silberhohlspiegel $M_1$ nach Reflexion der Strahlung an $K$ ein Bild auf dem Spalt $S_1$ des Spektrometers

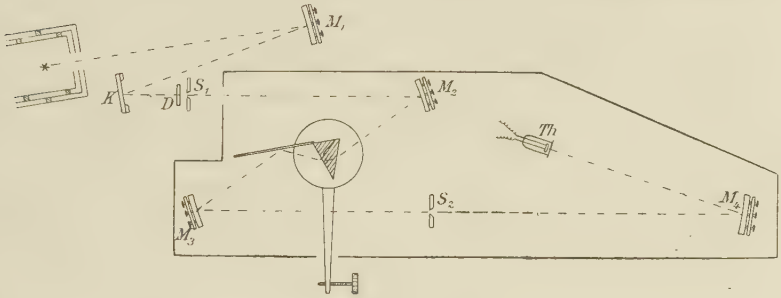


Fig. 5.

entworfen. Der Nernstbrenner wurde, um konstante Strahlung zu haben, von einer Akkumulatorenbatterie gespeist, außerdem der Strom dauernd durch ein Präzisionsamperemeter kontrolliert. Gegen direkte Strahlung der Lichtquelle wurde die übrige Versuchsanordnung durch einen dreifachen Blechschirm geschützt. Die spektrale Zerlegung der Strahlung geschah durch ein großes Spiegelspektrometer nach Angabe des Hrn. Rubens mit Silberhohlspiegeln, $M_2$ $M_3$, von 5 cm Durchmesser und 35 cm Brennweite. Um das Prisma dauernd in der Stellung symmetrischer Ablenkung zu halten, war das Spektrometer mit Wadswortheinrichtung versehen.[1]) Die benutzten Prismen waren ein Fluoritprisma von 4,4 × 5,6 cm Fläche und 53° 49′ brechendem Winkel und ein solches aus Steinsalz

1) L. Wadsworth, Phil. Mag. (5), 38. p. 337—351. 1894.

mit den entsprechenden Abmessungen 4,7 × 5,3 cm und 44° 39′. Ersteres wurde in dem Wellenlängengebiet von 1 $\mu$ bis 9 $\mu$ benutzt, von 9 $\mu$ ab bis 15 $\mu$ das Steinsalzprisma. Die Einstellung der verschiedenen Wellenlängen auf den Spalt $S_2$ geschah durch Drehen des Prismentisches mit Hilfe einer Mikrometerschraube, deren Trommelteilung direkt in Wellenlängen geeicht wurde. Als Nullpunkt diente hierbei die durch symmetrische Ablenkung von Natriumlicht gegebene Stellung des Prismas. Zur Berechnung der Dispersionskurven wurden für Fluorit die Messungen von Paschen[1]) benutzt, für Steinsalz die von Langley (nach den Tabellen von Landolt-Börnstein) und von Rubens und Trowbridge[2]), die sich mit den neuesten Messungen von Paschen[3]) in dem für die vorliegende Arbeit in Betracht kommenden Wellenlängenbereich in guter Übereinstimmung befinden. Der Hohlspiegel $M_4$ konzentrierte die von $S_2$ kommende Strahlung auf die temperaturempfindliche Linie der Vakuumthermosäule *Th*. Spektrometer und Thermosäule waren zum Schutze gegen fremde Strahlung und Luftströmungen in einen Pappkasten eingebaut. Vor dem Spalt $S_1$ befand sich ein Klappschirm *D*, der vom Platze des Beobachters aus mit Hilfe eines Schnurlaufes betätigt werden konnte. Bei Messungen im Wellenlängengebiet von 5 $\mu$ bis 11 $\mu$ wurde statt des gewöhnlichen Metallschirmes ein solcher aus einer 1 mm starken Glasplatte[4]) benutzt. Diese absorbiert von 5 $\mu$ ab die gesamte Strahlung, wirkt also wie ein Metallschirm, während die kurzwelligere Strahlung, von der hauptsächlich die diffuse Verunreinigung des Spektrums herrührt, zum größten Teil hindurchgelassen wird, also dauernd auf die Thermosäule wirkt und nur eine Nullpunktsverschiebung hervorruft. Von 11 $\mu$ ab wurde statt des Glases eine Fluoritplatte benutzt, die in ähnlicher Weise wirkt, aber erst bei einer Wellenlänge von 11 bis 12 $\mu$ die Strahlung vollkommen absorbiert. Die Reflexion der zu untersuchenden Kristallplatten

1) F. Paschen, Ann. d. Phys. 4. p. 299. 1901.

2) H. Rubens und J. Trowbridge, Wied. Ann. 61. p. 224. 1897.

3) F. Paschen, Ann. d. Phys. 26. p. 120. 1908.

4) Vgl. H. Rubens, Verhandl. d. phys. Ges. Novbr. 1896; ferner E. Hagen und H. Rubens, Ann. d. Phys. 8. p. 8. 1901.

wurde mit der von chemisch auf Glas niedergeschlagenen Silberspiegeln verglichen.

Nach Versuchen von Herren Hagen und Rubens[1]) reflektiert ein auf Glas chemisch niedergeschlagener Silberspiegel bei 1 $\mu$ 97,5 Proz. der auffallenden Strahlung. Das Reflexionsvermögen wächst mit zunehmender Wellenlänge und nähert sich mehr und mehr dem Wert 99 Proz. Die in den später mitgeteilten Kurven angegebenen Werte des Reflexionsvermögens der untersuchten Kristalle sind entsprechend der nicht totalen Reflexion des zum Vergleich benutzten Silberspiegels korrigiert. Hatten die zu untersuchenden Kristallplatten genügend große Oberflächen, so wurden sie in dem Halter $K$ durch Federn direkt gegen eine Messingplatte mit großer Öffnung gedrückt, so daß das ganze Strahlenbündel für die Intensitätsmessung zur Ausnutzung kam. Waren die Platten kleiner, als der Querschnitt des Strahlenbündels an der Stelle $K$, so wurden sie ebenso wie die Vergleichssilberspiegel an besonderen, vorn geschwärzten Messingplatten mit genau gleichen Öffnungen von 22 mm Durchmesser befestigt, die dann in den Plattenhalter eingesetzt wurden. Die Gleichheit der Öffnungen dieser Platten wurde dadurch kontrolliert, daß beide mit Silberspiegeln hinterlegt und die durch Reflexion an diesen hervorgerufenen Galvanometerausschläge gemessen wurden. Diese waren stets innerhalb der Ablesefehler gleich.

Für einen großen Teil der Messungen mußte die Strahlung linear polarisiert werden. Einen sehr brauchbaren Polarisator für lange Wellen hat Hr. A. H. Pfund[2]) angegeben. Hr. Pfund benutzte zu diesem Zwecke Spiegel aus Selen in seiner amorphen glasigen Modifikation. Das optische Verhalten von Selen in diesem Zustande ist bis zu sehr langen Wellen von der Wellenlänge fast unabhängig. Die Durchlässigkeit einer ungefähr 1 mm dicken Schicht beträgt nach meinen Messungen ziemlich konstant für alle Wellenlängen 12 Proz. Das von Hrn. Pfund angegebene Reflexionsvermögen beträgt zuerst 17—18 Proz. und nähert sich mit zunehmender Wellenlänge

1) E. Hagen u. H. Rubens, Ann. d. Phys. **11.** p. 873. 1903.

2) A. H. Pfund, Johns Hopkins Univ. circ. Nr. 4. p. 13—17. 1906; Phys. Rev. **22.** p. 362. 1906.

mehr und mehr dem Werte 19 Proz. bei 15 $\mu$. Bei Reflexion an einem Selenspiegel unter dem hiernach mit Hilfe der Fresnelschen Formel und dem Brewsterschen Gesetze zu berechnenden Polarisationswinkel wird die Wärmestrahlung in sehr weitgehendem Maße linear polarisiert. Ein derartiger Spiegel wurde nun zwischen den Konzentrationsspiegel $M_1$ (Fig. 5) und die Reflexionsplatte $K$ eingeschaltet. Bei den Messungen von Durchlässigkeit war die Versuchsanordnung im wesentlichen dieselbe, wie bei Reflexionsmessungen. Es wurde nur die Strahlung des Nernstbrenners durch einen Hohlspiegel direkt auf den Spalt $S_1$ konzentriert und mit Hilfe des Halters $K$ abwechselnd zwei Messingplatten mit genau gleichen Öffnungen in den Strahlengang gebracht, von denen die eine Öffnung frei, die andere mit der zu untersuchenden Substanz bedeckt war. Die Gleichheit der Öffnungen selbst wurde auch hier besonders kontrolliert.

Reflexionsmessungen wurden an folgenden Stoffen ausgeführt:

1. Kristallinischer Quarz,
2. Amorpher Quarz (Quarzglas),
3. Turmalin,
4. Diamant.

An Quarzglas und Diamant wurden außerdem Messungen der Durchlässigkeit vorgenommen. Die Messungen wurden in der Weise ausgeführt, daß bei Wellenlängen meist in Zwischenräumen von 0,1 $\mu$ stellenweise auch 0,05 $\mu$ abwechselnd die von dem Silberspiegel und der betreffenden Kristallplatte reflektierte Intensität beobachtet wurde. Die in den Kurven angegebenen Werte sind meist das Mittel aus 2—4 Einzelbeobachtungen. An mehreren Stellen wurden auch noch zahlreicher wiederholte Messungen zum Mittelwerte vereinigt. Durch die punktierten Linien sind in den Figuren die nach der Rungeschen Formel[1]) auf unendlich schmalen Spalt reduzierten Reflexionswerte bezeichnet. Im folgenden sollen die Resultate im einzelnen mitgeteilt und mit früheren Messungen, soweit solche vorhanden sind, verglichen werden.

1) F. Paschen u. C. Runge, Wied. Ann. 60. p. 712. 1897.

## Reflexion von kristallinischem Quarz.

Die Reflexion von kristallinischem Quarz ist schon mehrfach nach verschiedenen Methoden untersucht worden. Von der gewöhnlichen Art der Messung des Reflexionsvermögens jeder einzelnen Wellenlänge nach spektraler Zerlegung der Strahlung einer Lichtquelle verschieden ist der Nachweis der Reflexion durch Reststrahlen. Nach dieser Methode stellten zuerst Rubens und Nichols[1]) durch mehrfache Reflexion der Gesamtstrahlung einer Lichtquelle an Quarzflächen und Zerlegung der dadurch erhaltenen Reststrahlung vermittelst eines Beugungsgitters als Wellenlänge der Gebiete metallischer Reflexion 8,5 $\mu$ und 9,02 $\mu$ fest, außerdem eine Stelle starker Reflexion bei 20,75 $\mu$. Das von Hrn. Porter[2]) angegebene Resultat, — als Reststrahlenwellenlänge von Quarz ist 8,28 $\mu$ gefunden, — ist nach allem bisher von Quarz in dieser Hinsicht bekannten als völlig unrichtig zu bezeichnen.

Mit spektraler Zerlegung wurde die Reflexion von Quarz zuerst von Hrn. Nichols,[3]) später von Hrn. Rosenthal[4]) und von Hrn. Coblentz[5]) untersucht. Hr. Nichols fand schwache mit der Wellenlänge abnehmende Reflexion bis 7,5 $\mu$, darauf folgend die Stelle metallischer Reflexion mit Maximis bei 8,43 und 9,0 $\mu$. Eine spätere Arbeit von Hrn. Rosenthal zeigte, daß die Messungen von Nichols bei längeren Wellen wahrscheinlich durch Unreinheit des Spektrums etwas beeinflußt worden waren. Hr. Rosenthal fand als Wellenlängen der Reflexionsmaxima die Werte 8,4 $\mu$ und 9,03 $\mu$. Später sind dann diese Resultate von Hrn. Coblentz bestätigt worden. Alle diese Reflexionsmessungen wurden bei nahezu senkrechter Inzidenz an Kristallplatten vorgenommen, deren Oberfläche senkrecht zur Achse orientiert war. Im folgenden werden die Resultate mitgeteilt werden, die bei Untersuchung der Reflexion von natürlichem Licht an einer

1) H. Rubens u. E. F. Nichols, Wied. Ann. **60.** p. 432. 1897.
2) A. W. Porter, Astrophys. Journ. **22.** p. 247. 1905.
3) E. F. Nichols, Wied. Ann. **60.** p. 401. 1897.
4) H. Rosenthal, Wied. Ann. **68.** p. 783. 1899.
5) W. W. Coblentz, Supplementary investigations of infared spectra. Carnegie Institution of Washington **5.** p. 36. 1908.

senkrecht und an einer parallel zur Achse geschnittenen Quarzplatte erhalten wurden. Erstere sind in Figg. 6 A und 6 B durch die mit *o* bezeichnete stärker ausgezogene, letztere durch die schwächere Kurve dargestellt. Die beobachteten Punkte sind bei ersterer durch einen kleinen Kreis, bei letzterer durch ⊙ bezeichnet. Die *o*-Kurve stellt die Reflexion an der senkrecht zur Achse geschnittenen Platte dar, bei der der elektrische Vektor der Lichtschwingung, abgesehen von einer durch nicht ganz senkrechte Inzidenz hervorgerufenen parallelen Komponente senkrecht zur optischen Achse des Kristalles

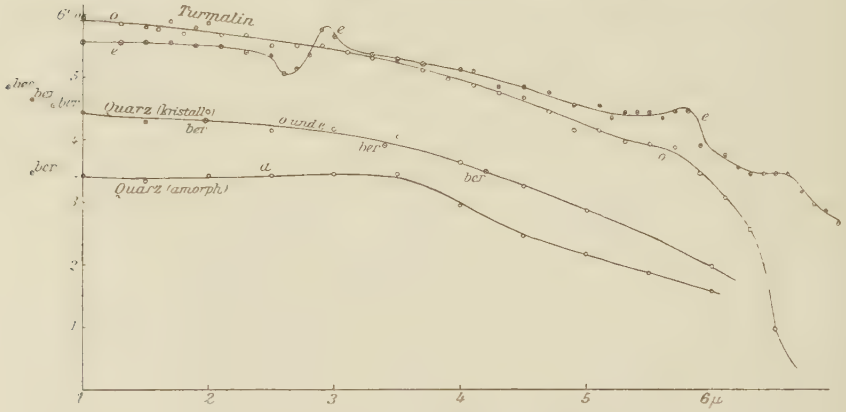


Fig. 6 A. Reflexion von Quarz und Turmalin.

schwingt, entsprechend dem ordentlichen Strahl von in den Kristall eindringendem Licht. Bei der Reflexion natürlichen Lichtes an einer parallel zur Achse geschnittenen Platte kommen der senkrecht und parallel zum Hauptschnitt schwingende Vektor mit gleichen Komponenten zur Wirksamkeit, so daß man aus den an beiden Platten gemessenen beiden Reflexionskurven die des im Hauptschnitt schwingenden Strahles in einfachster Weise berechnen kann. Letzterer entspricht der außerordentlichen Komponente der in den Kristall eindringenden Strahlung. Auf diese Weise wurde die mit *e* bezeichnete stark ausgezogene Kurve der Fig. 6 B gefunden. Um die Polarisationswirkung des Prismas zu eliminieren, wurden bei jeder Beobachtung zwei Messungen gemacht, bei denen die

Kristallachse einmal senkrecht, das andere Mal parallel zur Einfallsebene orientiert war und, wenn die Unterschiede überhaupt merklich waren, das Mittel aus beiden genommen. Denselben Wert hätte man auch mit je einer Messung erhalten

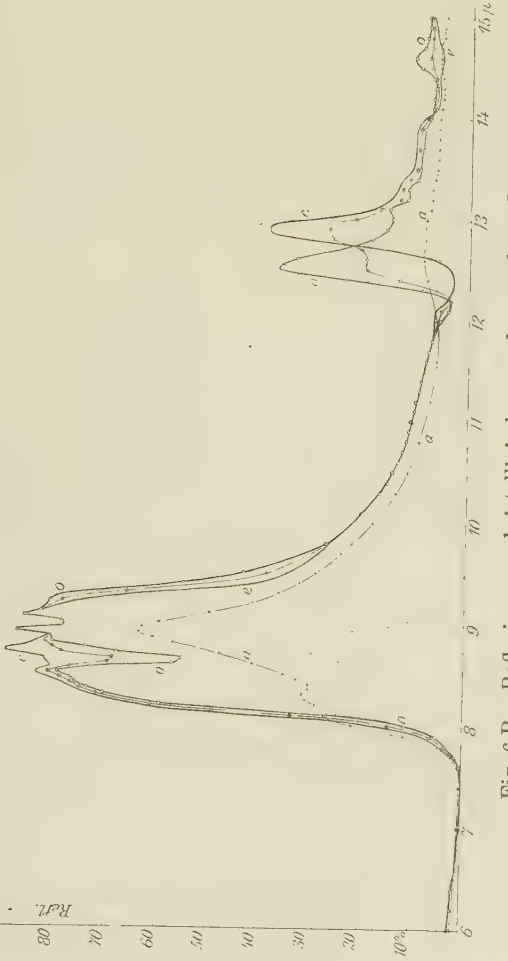


Fig. 6 B. Reflexion von kristallinischem und amorphem Quarz.

können bei Neigung der Achse unter 45° zur Einfallsebene, diese Methode wurde aber aus praktischen Gründen nicht verwendet, da hierbei für die sehr großen quadratischen Kristallplatten noch ein besonderer Halter hätte angefertigt werden

müssen. Wie man aus der Fig. 6 sieht, ist bei Quarz im ultraroten Reflexionsspektrum Dichroismus bei der Reflexion festgestellt. Im einzelnen sind die Resultate folgende:

Im Wellenlängengebiete von 1 $\mu$ bis 7,5 $\mu$ zeigt der Kristall normale Reflexion, die entsprechend den Nicholsschen Beobachtungen von dem Wert 4,5 Proz. bis 0 abnimmt. In Fig. 6 A sind mit „⊙ ber.“, die aus dem Brechungsindex nach den Fresnelschen Reflexionsformeln berechneten Werte bezeichnet. Wie man sieht, herrscht zwischen dem beobachteten und dem berechneten Reflexionsvermögen gute Übereinstimmung. Der Unterschied in der Reflexion der beiden Schwingungsrichtungen bleibt in diesem Gebiet innerhalb der Messungsfehler, für die Kurve wurden deshalb die Mittelwerte der für beide Platten gefundenen Reflexionsvermögen benutzt. Das bekannte erste Gebiet der metallischen Reflexion, in dem bisher zwei Maxima festgestellt waren, zeigt bei genauerer Untersuchung eine viel komplexere Natur. Die höchste Erhebung des kurzwelligeren Maximums wurde bei 8,50 $\mu$ gefunden. Möglicherweise ist, durch einen Knick der Kurve angedeutet, noch ein schwächeres Maximum bei 8,35 $\mu$ vorhanden. Die „Schwerlinie“ dieses Teiles der Reflexionskurve liegt bei 8,40 $\mu$ in Übereinstimmung mit den Befunden von Hrn. Rosenthal. Das Maximum bei 8,5 $\mu$ findet sich sowohl bei dem senkrecht, wie bei dem parallel zur Kristallachse schwingenden Strahle. Nach einem tiefen, scharf ausgeprägten Minimum für ersteren folgt das zweite stärkere Maximum, das hier bei Anwendung sehr kleiner relativer Spaltbreiten in zwei Spitzen gespalten ist, deren Wellenlänge 8,90 $\mu$ und 9,05 $\mu$ sind und die beiden Strahlen gemeinsam angehören. Ein Knick der Kurve scheint für den ordentlichen Strahl noch ein weiteres Maximum bei 9,20 anzudeuten. Die Schwerlinie dieses Reflexionsgebietes für den senkrecht zur Achse stehenden Strahl liegt bei 9,02 $\mu$, also wieder in guter Übereinstimmung mit früheren Messungen. In diesem Gebiet metallischer Reflexion hat außerdem der parallel dem Hauptschnitt schwingende Strahl noch ein besonderes Maximum bei 8,70 $\mu$. Von 9,3 $\mu$ ab bis 12 $\mu$ zeigt sich ein zuerst sehr steiler, dann allmählicher Abfall der Reflexionskurven. Zwischen 12 und 13 $\mu$ findet man nochmals ein Gebiet stärkerer Reflexion, welches zuerst von Herrn

Coblentz[1]) bei Verwendung natürlichen Lichtes beobachtet worden ist. In diesem Gebiet tritt der Dichroismus des Kristalles besonders deutlich zutage, insofern, als der eine der beiden hier gefundenen außerordentlich scharfen Reflexionsstreifen bei 12,52 $\mu$ nur dem senkrecht, der andere bei 12,87 $\mu$ nur dem parallel der Kristallachse schwingenden Strahle angehört. Die hier gefundene Wellenlänge des ersteren befindet sich in guter Übereinstimmung mit dem von Hrn. Coblentz (l. c.) angegebenen Werte. Bei noch größeren Wellenlängen wurde nur noch ein schwaches Maximum des senkrecht zum Hauptschnitt schwingenden Strahles bei 14,55 $\mu$ festgestellt.

## Reflexion von amorphem Quarz.

Die bedeutenden Unterschiede vieler physikalischer Konstanten von kristallinischem und amorphem Quarz, z. B. der Dichte (Kristall: 2,66, amorph: 2,22, nach Deville[2]) und des Brechnngsexponenten im sichtbaren Gebiet des Spektrums legten die Vermutung nahe, daß auch im ultraroten Spektrum beide Modifikationen von Quarz verschiedenes Verhalten zeigen, eine Vermutung, die sich auch im folgenden bestätigt findet. Der Untersuchung unterworfen wurde eine 2 mm starke, gut plangeschliffene Platte aus geschmolzenem Quarz, deren Rückseite mit Mattlack geschwärzt wurde, um doppelte Reflexion zu vermeiden. Im Gegensatz zu kristallinischem Quarz zeigt Quarzglas ein verhältnismäßig einfaches Reflexionsspektrum, das in Figg. 6 A und 6 B durch die mit $a$ bezeichnete Kurve dargestellt ist. Von 1 $\mu$ bis 7,5 $\mu$ sieht man den normaler Dispersion entsprechenden stetigen Abfall des Reflexionsvermögens. Bei 0,59 $\mu$ ist der aus dem für Natriumlicht von Hrn. Dufet[3]) und von Hrn. Trommsdorf[4]) gemessenen Brechungsindex berechnete Wert der Reflexion durch „⊙ ber.“ bezeichnet.

---

1) W. W. Coblentz, Supplementary investigations of infrared spectra. Carnegie Institution of Washington **5.** p. 36. 1908; Physik. Zeitschr. **8.** p. 85. 1907.

2) E. Deville, Compt. rend. **40.** p. 769. 1885.

3) H. Dufet, Soc. franç. de phys. **165.** p. 11. 1901.

4) H. Trommsdorff, Physik. Zeitschr. **2.** p. 578. 1901.

Im Gebiet längerer Wellen zeigt amorpher Quarz ein scharfes Reflexionsmaximum von 65 Proz. bei 8,90 $\mu$ begleitet von einem schwächeren, aber auch deutlich ausgeprägten bei 8,30 $\mu$. Ersteres fällt fast genau auf dieselbe Wellenlänge, wie das eine der den beiden senkrecht zueinander schwingenden Strahlen bei kristallinischem Quarz gemeinsame Maximum. Es hat ferner fast dieselbe Wellenlänge, wie der von Hrn. Rubens und Nichols[1]) gefundene Mittelwert der Reststrahlen von kristallinischem Quarz, 8,85 $\mu$. Im weiteren Verlaufe bis 15 $\mu$ sind bei Quarzglas nur noch eine ganz flache breite Erhebung von geringer Intensität mit der größten Höhe bei 12,6 $\mu$ und eine noch schwächere bei 14,6 $\mu$ zu bemerken. Beide entsprechen Reflexionsgebieten des kristallinischen Quarzes. Wie man sieht, ist der Charakter des Quarzglasreflexionsspektrums derselbe wie bei kristallinischem Quarz, nur finden sich statt scharfer Reflexionsstreifen nur breite verwaschene Banden, statt des komplizierten Reflexionsgebietes zwischen 8 $\mu$ und 9,3 $\mu$ ist nur ein verhältnismäßig einfacher Streifen zu bemerken. Von ausgeprägtem Dichroismus kann natürlich bei der amorphen Struktur des Quarzglases nicht die Rede sein. Reflexionsmessungen an dieser Substanz wurden, soweit aus der Literatur zu ersehen, bisher nur von Hrn. Coblentz[2]) ausgeführt. Hr. Coblentz gibt als Wellenlängen der Reflexionsbanden an: 7,8 $\mu$ (40 Proz.), 8,4 $\mu$ (27 Proz.), 8,8 $\mu$ (31 Proz.). Die entsprechende Kurve ist in Fig. 6 B gestrichelt eingezeichnet. Dieses Resultat stimmt schlecht mit dem oben angegebenen überein. Inwieweit etwaige Verschiedenheit des untersuchten Materials zur Erklärung dieser Diskrepanz herangezogen werden kann, bleibt zweifelhaft. Jedenfalls spricht die Übereinstimmung, welche in bezug auf die Lage der Reflexionsmaxima bei kristallisiertem und amorphem Quarz nach meinen Messungen besteht, zugunsten der letzteren.

### Durchlässigkeit von Quarzglas.

Von Quarzglas wurde außer der Reflexion auch die Durchlässigkeit untersucht, und zwar an einem Stück Quarzglas-

1) H. Rubens u. E. F. Nichols, Wied. Ann. 60. p. 432. 1897.
2) W. W. Coblentz, l. c. p. 22.

folie, das durch Blasen von geschmolzenem Quarz hergestellt war. Die Dicke des Stückes war infolgedessen nicht konstant, sie variierte bei einer Fläche von 2,5 $cm^2$ zwischen 0,055 und 0,106 mm, betrug im Mittel 0,07 mm. Die erhaltenen Resultate zeigt Fig. 7. Die Durchlässigkeit steigt in dem Wellenlängenbereich zwischen 1 $\mu$ und 4 $\mu$ stetig von 90 Proz. auf 91 Proz., zwischen 4,2 $\mu$ und 4,6 $\mu$ ist ein schwaches langes Minimum vorhanden. Bei 5 $\mu$ zeigt die Kurve steilen Abfall, hat dann zwei ausgeprägte Maxima bei 5,7 $\mu$ und 6,5 $\mu$. Bei 5,15 $\mu$ ist die schwache Andeutung eines Maximums zu sehen. Von 7 $\mu$ bis 8 $\mu$ fällt die Durchlässigkeit weiter und bewegt sich in dem Gebiet starker Reflexion zwischen 8 $\mu$ und 10 $\mu$ bei sehr niedrigen Werten. Die geringe hier gemessene durchgelassene Strahlung ist auf Rechnung der in hohem Maße durchgelassenen kurzwelligen Strahlung zu setzen, der bei Anwendung von Lichtquellen hoher Temperatur die Hauptverunreinigung des Spektrums zuzuschreiben ist. Bei längeren Wellen zeigt sich noch ein breites Durchlässigkeitsmaximum zwischen 10 $\mu$ und 11,5 $\mu$ mit der größten Erhebung bei 11 $\mu$, darauf sinkt die Durchlässigkeit wieder auf den niedrigen Betrag von 4—5 Proz. zwischen 12 $\mu$ und 13 $\mu$. An einer 2 mm dicken Quarzglasplatte ließ sich bei kürzeren Wellen bis 4 $\mu$ ebenfalls die hohe Durchlässigkeit von ungefähr 90 Proz. feststellen, worauf auch der steile Abfall bis zur gänzlichen Undurchlässigkeit folgte.

Angaben über die Durchlässigkeit von amorphem Quarz habe ich in der bisherigen Literatur nicht auffinden können, dagegen sind mehrfach derartige Messungen an kristallinischem Quarz ausgeführt worden, so von Hrn. Merritt[1]), Hrn. Koenigsberger[2]), Hrn. Coblentz[3]) und Hrn. Nichols[4]). Im wesentlichen zeigt danach kristallinischer Quarz das gleiche Verhalten wie Quarzglas, die Durchlässigkeit ist zuerst eine sehr hohe, zeigt dann mehrere Maxima und Minima, um schließlich zwischen 7 $\mu$ und 8 $\mu$ den Wert Null zu erreichen.

1) E. G. Merritt, Wied. Ann. **55.** p. 49. 1895.
2) J. Koenigsberger, Wied. Ann. **61.** p. 687. 1897.
3) W. W. Coblentz, Phys. Rev. **23.** p. 135. 1906.
4) E. F. Nichols, Wied. Ann. **60.** p. 401. 1897.

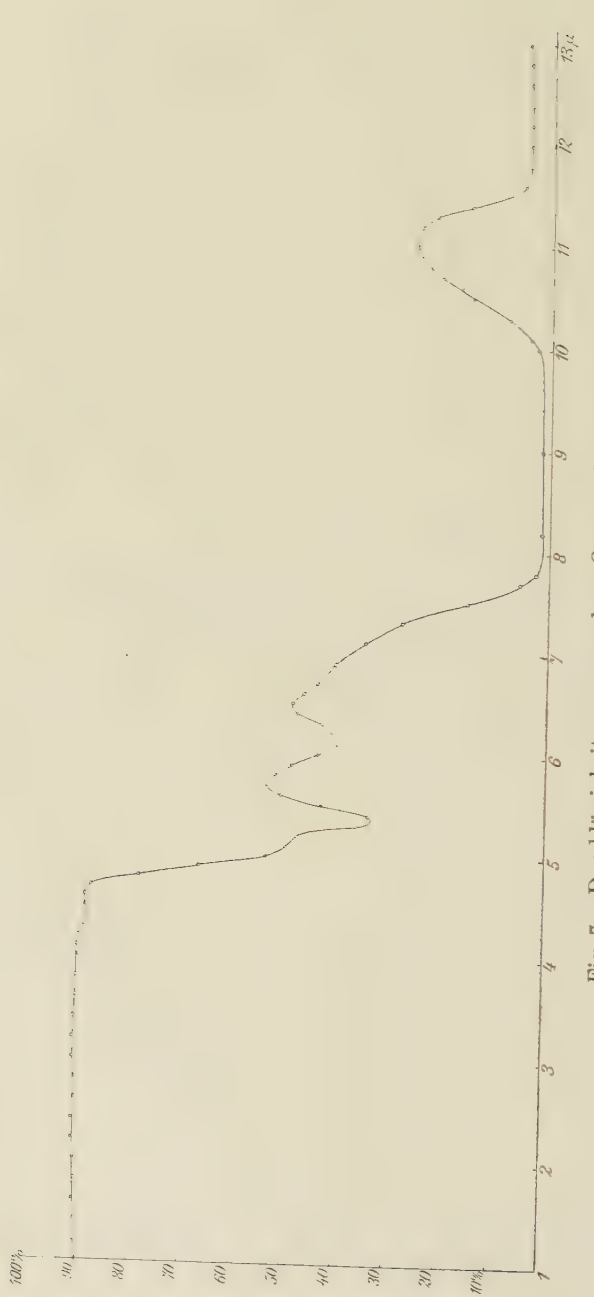


Fig. 7. Durchlässigkeit von amorphem Quarz. $d = 0{,}07$ mm.

Hr. Coblentz und Hr. Koenigsberger fanden ein schwaches Minimum bei 4,35 $\mu$. Dieses findet sich, wie gesagt, bei amorphem Quarz an derselben Stelle wieder. Hr. Nichols stellte an einer 18 $\mu$ starken Quarzplatte das Vorhandensein von Maximis bei 5,1 $\mu$, 5,8 $\mu$, 6,45 $\mu$ und 6,95 $\mu$ fest. Bei den Untersuchungen an amorphem Quarz in der angegebenen Plattendicke ist hiermit nur das Maximum bei 6,5 $\mu$ in ungefährer Übereinstimmung.

## Reflexion von Turmalin.

Der von Hrn. Merritt entdeckte Dichroismus des Turmalins für durchgelassene ließ die gleiche Erscheinung auch für reflektierte ultrarote Strahlung erwarten. Die Reflexionsmessungen wurden an einer parallel zur Achse geschnittenen dunkelgrünen Turmalinplatte von 7 mm Dicke ausgeführt. Der chemischen Zusammensetzung nach kann Turmalin durch die Formel: $H_9Al_3(BOH)_2Si_4O_{19}$ dargestellt werden.[1])

Die Strahlung wurde, wie oben erwähnt, durch Reflexion an einem Selenspiegel linear polarisiert, so daß die Reflexion der senkrecht und der parallel zur Kristallachse schwingenden Strahlen direkt gemessen werden konnte, indem die Achse des Kristalls einmal horizontal, einmal vertikal gestellt wurde. Von den in Fig. 8 und 6A angegebenen Reflexionskurven ist die des parallel dem Hauptschnitt des Kristalles schwingenden Strahles mit *e* (–⊙—⊙—⊙–), die des senkrecht dazu schwingenden mit *o* (–○—○—○–) bezeichnet. Die durch Kreuze bezeichnete Kurve stellt das mit natürlichem Licht gefundene Reflexionsvermögen dar. Hierbei wurde, um die Polarisationswirkung des Prismas zu eliminieren, die Kristallachse unter 45° zur Einfallsebene geneigt aufgestellt. Das Reflexionsvermögen einer parallel zur Achse geschnittenen Platte für natürliches Licht sollte theoretisch der Mittelwert der Reflexionsvermögen der senkrecht und parallel zur Achse schwingenden Strahlen sein. Wie man sieht, bewegt sich die zugehörige Kurve mit befriedigender Genauigkeit in der Mitte zwischen

1) H. Naumann-Zirkel, Elemente der Mineralogie. 15. Aufl. p. 635. Leipzig 1907.

den beiden anderen. Die an einzelnen Stellen, besonders an den Schnittpunkten der Kurven vorhandenen Abweichungen sind dadurch zu erklären, daß wegen der verschiedenen absoluten Intensitäten bei den Messungen mit natürlichem und

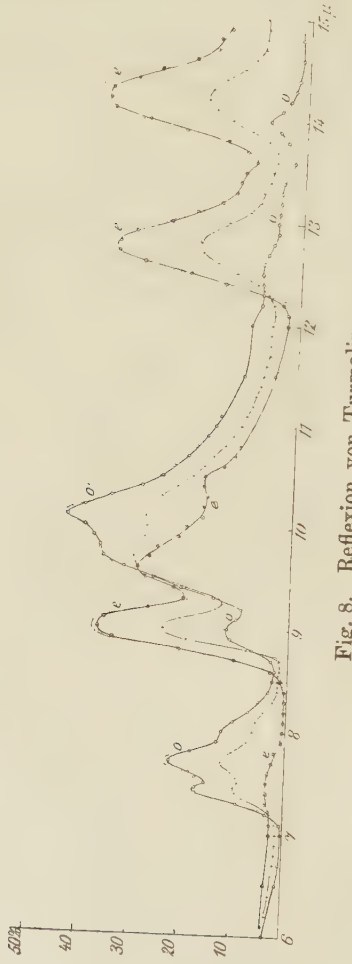


Fig. 8. Reflexion von Turmalin.

polarisiertem Licht verschiedene Spaltbreiten benutzt werden mußten. In dem kurzwelligeren Teile des Spektrums (Fig. 6 A) weist zuerst bei 1 $\mu$ der Kristall für den $e$-Strahl ein schwächeres Reflexionsvermögen auf, wie für den $o$-Strahl. Die

Kurve für letzteren fällt stetig, um bei ungefähr 7 $\mu$ fast den Wert Null zu erreichen. Der parallel der Achse schwingende Strahl hat zwischen 1 $\mu$ und 7 $\mu$ mehrere Stellen schwacher anomaler Reflexion und zwar bei 2,95 $\mu$, bei 5,8 $\mu$ und bei

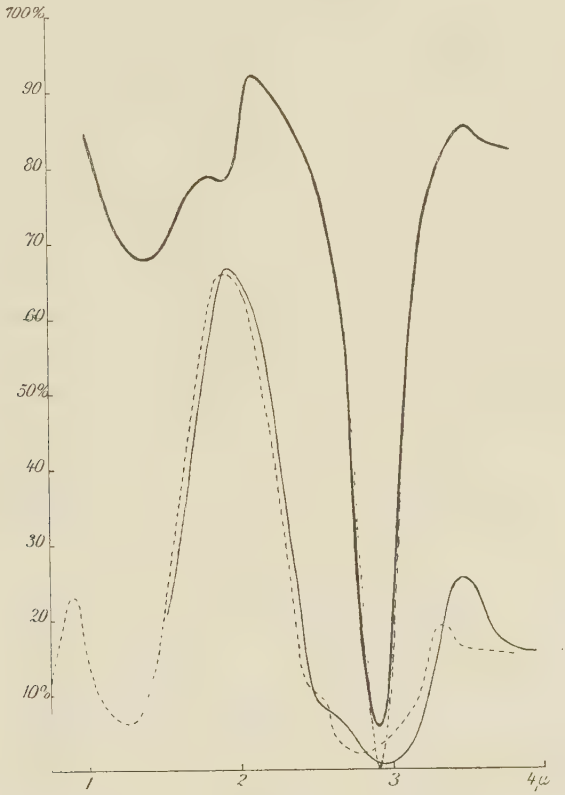


Fig. 9. Durchlässigkeit von Turmalin.

——— ——— $d = {}^1/_{10}$ mm
——— $d = 2{,}42$ mm
– – – – – – $d = 2{,}22$ mm nach Merritt.

6,6 $\mu$. Zum Vergleich ist in Fig. 9 die Durchlässigkeit von Turmalin für denselben Strahl dargestellt. Die gestrichelte Kurve zeigt die von Hrn. Merritt[1]) für eine Platte von

1) E. G. Merritt, Wied. Ann. 55. p. 49. 1895.

2,22 mm Dicke gefundenen Werte der Durchlässigkeit. Die schwach ausgezogene Kurve gibt die Resultate der vom Verfasser an einer 2,42 mm starken Turmalinplatte ausgeführten Messungen. Letztere schließt sich gut den für die Reflexion erhaltenen Resultaten an. An der Stelle des Reflexionsmaximums bei 2,95 $\mu$ findet sich in der Durchlässigkeitskurve ein Minimum, das bis auf 0,7 Proz. herabgeht. Dieser geringe Prozentsatz rührt wahrscheinlich von der diffusen Strahlung kürzerer Wellenlänge, besonders der des sehr naheliegenden starken Durchlässigkeitsmaximums bei 1,9 $\mu$ her, so daß man für 2,95 $\mu$ verschwindend geringe Durchlässigkeit annehmen kann, wie sie für eine Stelle anomaler Reflexion theoretisch gefordert wird. Die von Hrn. Merritt gemessene, viel stärkere Durchlässigkeit an der Stelle des Minimums ist wohl durch Unreinheit des Spektrums zu erklären. Hierfür spricht auch das gegenseitige Verhältnis der beiden Kurven in dem Maximum bei 3,35 $\mu$ bzw. 3,48 $\mu$. Um die starke Absorption des Kristalles für den parallel der Achse schwingenden Strahl bei 2,9 $\mu$ sicher zu konstatieren, wurde außerdem noch eine Platte von $^1/_{10}$ mm Dicke untersucht, für die sich die stark ausgezogene Kurve der Fig. 9 ergab. Die Durchlässigkeit an der tiefsten Stelle beträgt zwar noch 5,5 Proz., doch ist diese beobachtete Durchlässigkeit nur eine scheinbare, welche lediglich von der endlichen Breite der Spektrometerspalte herrührt. Reduziert man die Absorptionskurve durch Anwendung der Rungeschen Formel auf unendlich schmale Spalte, so ergibt sich der punktiert gezeichnete Verlauf und die Durchlässigkeit bei 2,9 $\mu$ verschwindet vollständig. Der senkrecht zur Kristallachse schwingende Strahl wird bei 2,9 $\mu$ von der $^1/_{10}$ mm starken Platte im Betrage von über 30 Proz. hindurchgelassen. — Viel stärkeren Dichroismus im Reflexionsspektrum zeigt Turmalin im Wellenlängengebiet jenseits 7 $\mu$. Hier findet man zwischen 7,3 $\mu$ und 8,2 $\mu$ eine breite komplexe Bande mit scharfen Erhebungen bei 7,43 $\mu$, 7,70 $\mu$ und der Andeutung eines Maximums bei 8,0 $\mu$. Sie zeigt sich nur bei Reflexion des senkrecht zur Kristallachse schwingenden Strahles. Der andere hat hier nur ein geringes Reflexionsvermögen von wenigen Prozent. Ein weiterer scharfer Reflexionsstreifen findet sich bei 9,0 $\mu$ für beide Strahlen. Diesmal ist es aber

der *e*-Strahl, der stärker reflektiert wird, und zwar beträgt die Reflexion 37 Proz. der einfallenden Intensität, beim *o*-Strahl erreicht die Reflexion nur den Wert 12 Proz. Ersterer weist dann noch ein Maximum bei 9,6 $\mu$ auf. Weiterhin hat der senkrecht zur Achse schwingende Strahl einen breiten Reflexionsstreifen mit der maximalen Erhebung bei 10,10 $\mu$. Außerdem ist ein Maximum durch einen Knick der Kurve bei 9,7 $\mu$ angedeutet. In diesem Gebiete sinkt die Reflexion des parallel zum Hauptschnitte schwingenden Strahles ziemlich konstant mit zunehmender Wellenlänge, eine ganz schwache Erhebung der Kurve ist bei 10,45 $\mu$ zu bemerken. Bis 12 $\mu$ fallen dann die Kurven für beide Strahlen stetig ab, die des *o*-Strahles auch im weiteren Verlaufe bis 15 $\mu$ mit Ausnahme eines schwachen, aber scharfen Maximums bei 14,0 $\mu$. Anders die Reflexion des *e*-Strahles, die zwei starke Maxima bei 12,75 $\mu$ und 14,2 $\mu$ aufweist. Faßt man die Resultate nochmals zusammen, so sind Reflexionsmaxima zu konstatieren des senkrecht zur Achse schwingenden Strahles bei

$$7{,}43\,\mu,\ \underline{7{,}7\,\mu},\ 9{,}0\,\mu,\ \underline{10{,}1\,\mu},\ 14{,}0\,\mu,$$

des parallel zur Achse schwingenden Strahles bei

$$2{,}95\,\mu,\ 5{,}8\,\mu,\ 6{,}6\,\mu,\ 7{,}5\,\mu,\ \underline{9{,}0\,\mu},\ 9{,}55\,\mu,\ 10{,}45\,\mu,$$
$$\underline{12{,}75\,\mu},\ \underline{14.2\,\mu}.$$

Die am stärksten sich ausprägenden Maxima sind durch Unterstreichen gekennzeichnet.

Frühere Messungen der Reflexion von Turmalin finden sich nur in Arbeiten von Hrn. Coblentz[1]). Nähere Angaben über die Art und Orientierung der untersuchten Platten sind jedoch nicht gemacht, als Wellenlängen von Reflexionsstreifen sind angegeben:

$$7{,}5\,\mu,\ 8{,}1\,\mu,\ 9{,}2\,\mu,\ 9{,}7\,\mu,\ \underline{10{,}0\,\mu}\ \text{und}\ 10{,}7\,\mu.$$

Die Gebiete der Reflexion stimmen hier im allgemeinen mit den vom Verfasser gefundenen überein, doch zeigen die genauen Werte der Wellenlängen der Reflexionsstreifen nicht unerhebliche Abweichungen. Die Angaben des Hrn. Coblentz gelten für natürliches Licht. Über Abhängigkeit der Reflexion

1) W. W. Coblentz, Supplementary investigations of infrared spectra Washington **6**. p. 66. 1908; Jahrb. f. Radioakt. u. Elektr. **5**. p. 13. 1908.

von der Polarisationsrichtung des einfallenden Lichtes in bezug auf die Kristallachse liefern sie daher keinen Aufschluß.

Übereinstimmung in dem beschriebenen Quarzreflexionsspektrum und dem von Turmalin findet sich nur in dem Reflexionsstreifen bei 9,0 $\mu$.

Bei den meisten der in den Figg. 6 A und B, 7 und 8 dargestellten Reflexionskurven findet man die bekannte Tatsache bestätigt[1]), daß vor einem Streifen starker Reflexion das Reflexionsvermögen geringer wird, um hinter dem Streifen einen bedeutend höheren Wert anzunehmen, ein Verhalten, das mit dem theoretisch geforderten übereinstimmt. In den Gebieten normaler Dispersion ist der Extinktionskoeffizient zu vernachlässigen, wir haben dann die gewöhnlichen Fresnelschen Reflexionsformeln. Vor einem Gebiete metallischer Reflexion nimmt der Brechungsindex abnorm niedrige Werte an, während die Absorption noch klein ist: das Reflexionsvermögen nimmt plötzlich ab. Auf der Seite der längeren Wellen von dem Reflexionsstreifen hat der Brechungsindex einen abnorm hohen Wert, während die Absorption wieder klein geworden ist, das Reflexionsvermögen ist daher hinter dem Streifen ein bedeutend höheres wie auf der Seite kürzerer Wellen.

Entsprechend findet sich in dem Wellenlängengebiet normaler Disperson vor den Reflexionsstreifen, bei denen sich Dichroismus bemerkbar macht, starke Doppelbrechung, wie sich aus den verschieden hohen Werten des Reflexionsvermögens berechnen läßt. Berechnet man z. B. aus den Reflexionswerten für Quarz bei 12,1 $\mu$ die Brechungsexponenten für die beiden zueinander senkrechten Schwingungen, so findet man eine Doppelbrechung, die die des Kalkspats im sichtbaren Gebiete noch übertrifft.

### Reflexion und Durchlässigkeit von Diamant.

An die oben beschriebenen Messungen an Quarz und Turmalin schloß sich weiterhin die Untersuchung von Diamant in bezug auf sein Verhalten bei Reflexion und Absorption ultraroter Strahlen an. Für die Reflexionsmessungen diente

1) Vgl. z. B. W. W. Coblentz, Physik. Zeitschr. **8.** p. 85. 1907; ferner H. Rubens u. E. Ladenburg, Berliner Ber. p. 274. 1908.

ein sehr großer Diamant von 11,8 Karat, den in liebenswürdiger Weise die Firma Gebr. Friedländer zur Verfügung gestellt hatte, der ich für ihr Entgegenkommen hier meinen Dank ausspreche. Die Form des Steines, besonders die der Vorderfläche von 18,5 mm Länge und 7,4 mm größter Breite, an der die Strahlung reflektiert wurde, veranschaulicht Fig. 10 in natürlicher Größe.[1]) Die Versuchsanordnung war im wesentlichen dieselbe wie früher, geändert wurde sie nur insofern, als von dem Glühfaden des Nernstbrenners $N$ (Fig. 11) mit Hilfe eines Silberhohlspiegels ein Bild auf der reflektierenden Fläche $K$ des Steines entworfen wurde und die von hier divergent reflektierten Strahlen durch einen zweiten Hohlspiegel auf dem ersten Spalt $S_1$ des Spektrometers vereinigt

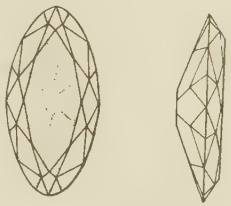

Fig. 10.

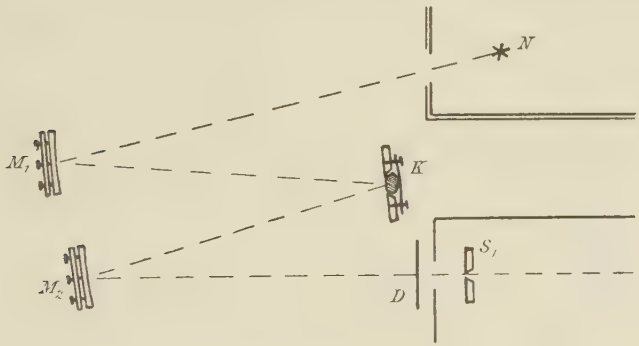


Fig. 11.

wurden. Die Reflexion des Diamant wurde wieder mit der von Silber verglichen und die so gefundenen Werte wurden nach dem jeweiligen Reflexionsvermögen des Silbers[2]) korrigiert. Das untersuchte Wellenlängengebiet konnte hier bis 18 $\mu$ erweitert werden, die Messungen in dem letzten Teile jenseits 15 $\mu$ wurden mit Hilfe eines großen Sylvinprismas von 43° 41′

1) Der Schliff des Steines entsprach der sogenannten Navettenform. Fundort war Südafrika.

2) E. Hagen u. H. Rubens, Ann. d. Phys. **11**. p. 873. 1903.

brechenden Winkel und $5{,}4 \times 6{,}8\ \mathrm{cm}^2$ Fläche ausgeführt. Zur Berechnung der Dispersionskurve dienten die von Hrn. Paschen[1]) angegebenen Werte der Brechungsexponenten.

Genaue absolute Messungen des Reflexionsvermögens waren nicht möglich, da die reflektierende Fläche wohl gut poliert, aber nicht ganz eben war, so daß sie keine ganz genauen Bilder lieferte. Die gefundenen relativen Werte wurden auf die wirklichen reduziert mit Hilfe eines Korrektionsfaktors, der sich aus dem Verhältnis der an der Grenze des sichtbaren und ultraroten Gebietes gemessenen und der mit Hilfe der Dispersionsformel von Hrn. F. F. Martens[2]) berechneten Intensität ergab. Das Resultat zeigt Fig. 12. Wie man sieht,

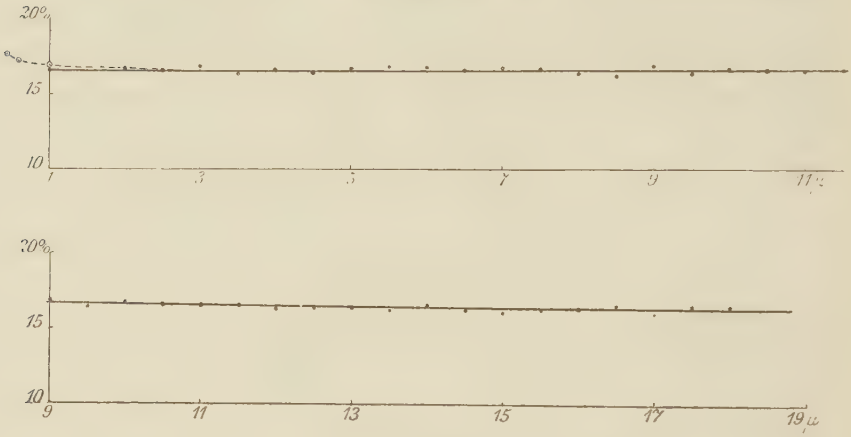


Fig. 12. Reflexionsvermögen von Diamant.

beträgt das Reflexionsvermögen von Diamant in dem ganzen untersuchten Gebiet konstant ungefähr 16,5 Proz. Eine Stelle selektiver Reflexion ist nicht vorhanden.

Hr. F. F. Martens[3]) hat in einem großen Teile des sichtbaren Spektrums die Brechungsexponenten von Diamant gemessen und seine Dispersion durch eine dreikonstantige Gleichung darstellen können:

1) F. Paschen, Ann. d. Phys. **26.** p. 120. 1908.
2) F. F. Martens, Ann. d. Phys. 8. p. 459. 1902.
3) F. F. Martens, l. c.

$$n^2 = m + \frac{m' \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda'^2}$$

$$m = 1{,}8755$$

$$m' = 3{,}7905$$

$$\lambda' = 0{,}12456.$$

Diese der Cauchyschen Form sich annähernde Dispersionsformel ergibt eine Kurve, die sich bei Fehlen einer ultraroten Eigenschwingung asymptotisch einem Grenzwerte nähert. Die aus den zugehörigen Brechungsexponenten berechneten Werte des Reflexionsvermögens sind in Fig. 12 als gestrichelte Linie eingezeichnet. Für $n_\infty^2$ ergibt sich aus der Dispersionsgleichung der Wert

$$n_\infty^2 = 5{,}67.$$

In guter Übereinstimmung hiermit fand Hr. W. Schmidt[1]) nach der Drudeschen Methode für die Dielektrizitätskonstante von Diamant für die Wellenlänge $\lambda = 75$ cm den Wert

$$D = 5{,}50.$$

Allerdings bestimmte Hr. M. v. Pirani[2]) nach der Nernstschen Methode die Dielektrizitätskonstante von Diamant für $\lambda = \infty$ zu 16,5. Bei beiden Arbeiten konnten nur kleine Stückchen der Substanz benutzt werden. Zur Aufklärung der großen Differenz zwischen beiden Werten ist es nötig, die Messungen mit besseren Mitteln und möglichster Genauigkeit zu wiederholen.

Es sei erwähnt, daß Aschkinass[3]) das Reflexionsvermögen von Kohle und zwar von Gaskohle, wie sie z. B. als Elektrode in galvanischen Elementen verwandt wird, und von Anthrazit gemessen hat. Beide Substanzen zeigen im Ultraroten einen glatten Anstieg des Reflexionsvermögens mit der Wellenlänge, Gaskohle in weit stärkerem Maße als Anthrazit. Entsprechend ist auch die elektrische Leitfähigkeit des Anthrazit von geringerer Größenordnung als die von Gaskohle. Eine Ähnlichkeit dieser Kurven mit den von mir

1) W. Schmidt, Ann. d. Phys. **11.** p. 114. 1903.
2) M. v. Pirani, Diss. p. 24. Berlin 1903.
3) E. Aschkinass, Ann. d. Phys. **18.** p. 373. 1905.

erhaltenen ist nur insofern vorhanden, als keine Stellen anomaler Reflexion hervortreten.

Von anderen nicht metallisch reflektierenden Elementen als Kohlenstoff ist bisher nur das amorphe Selen auf Reflexion hin geprüft worden. Auch diese Substanz zeigt nach Messungen von Hrn. Pfundt[1]) ein fast konstantes Reflexionsvermögen im ultraroten Spektrum ohne Stellen selektiver Reflexion. Ein gleiches Verhalten ist, wie schon Hr. W. Schmidt[2]) erwähnt, theoretisch von Schwefel zu erwarten, dessen Dielektrizitätskonstante gleich dem Quadrat des Brechungsindex für sichtbare Strahlen ist.

Zur Messung der Absorption von Diamant diente eine Platte von 1,26 mm Dicke und einer für Absorptionsmessungen geeigneten Fläche von $5 \times 3$ mm. Sie konnte mit Hilfe einer Führung in ihrem Halter vor den entsprechend verkürzten ersten Spalt des Spektrometers gebracht werden, auf dem ein Silberhohlspiegel das Bild eines Nernstfadens entwarf. Da die beiden Flächen der Platte nicht ganz parallel waren, trat, wenn sich der Diamant im Strahlengang befand, infolge der Prismenwirkung eine geringe Verschiebung des Strahlenganges ein. Da die größte Länge des Steines zunächst parallel der Spaltrichtung gestellt wurde, war die brechende Kante dieses schwachen Prismas schräg zum Spalt orientiert. Die so gemessenen Durchlässigkeitswerte waren daher nur relative, da die Ablenkung des Strahlenganges nicht parallel zur Spaltrichtung erfolgte. Um sie auf ihre wahre Größe zu reduzieren, wurde zum Schluß der Stein mit seiner brechenden Kante senkrecht zur Spaltrichtung orientiert, so daß nun die Ablenkung in der Richtung der Spaltlänge erfolgte und Fehler nicht mehr hervorrufen konnte. Der Spalt selbst mußte hierbei den Dimensionen des Steines entsprechend stark verkürzt werden, so daß die Intensität der für die Messung zur Verfügung stehenden Strahlung sehr gering wurde. Aus diesem Grunde wurde mit der neuen Anordnung nur in zwei Gebieten des Spektrums, nämlich zwischen $1\,\mu$ und $4\,\mu$ mit dem Fluoritprisma und zwischen $7\,\mu$ und $10\,\mu$ mit dem Steinsalz-

1) A. H. Pfundt, Johns Hopkins Univ. circ. **4.** p. 13—17. 1906; Phys. Rev. **22.** p. 362. 1906.

2) W. Schmidt, Ann. d. Phys. **11.** p. 114. 1903.

prisma die Aufnahme der Durchlässigkeitskurven wiederholt, die nun die absoluten Werte lieferte. Mit Hilfe des Verhältnisses dieser zu den vorher bestimmten relativen Werten wurden letztere dann noch in den übrigen Wellenlängengebieten auf ihre wahre Größe umgerechnet.

Die so gefundene Durchlässigkeitskurve zeigt Fig. 13. Im allgemeinen besitzt Diamant hohe Durchlässigkeit für Wärme-

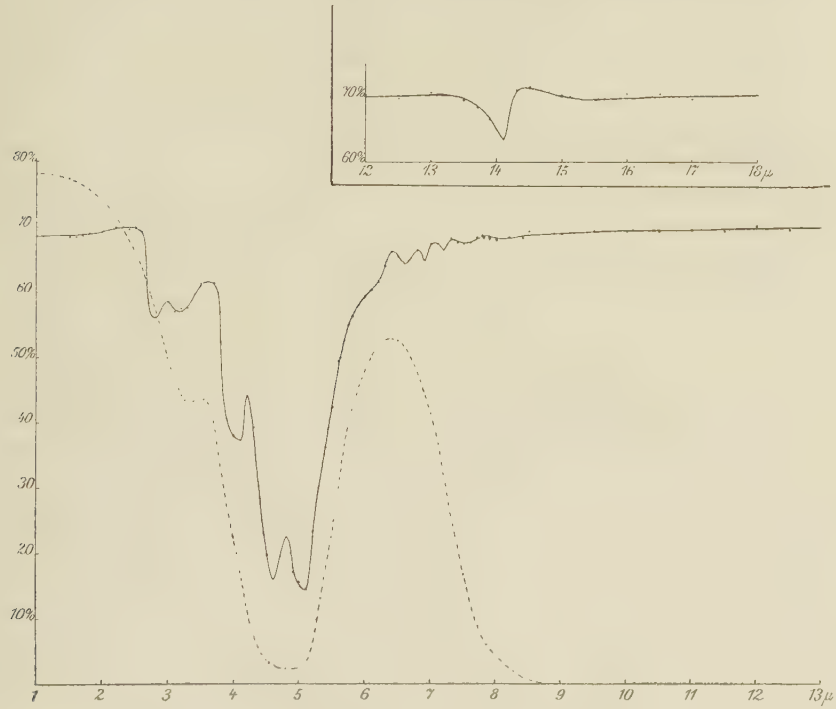


Fig. 13. Durchlässigkeit von Diamant. $d = 1{,}26$ mm.

strahlung, nur in dem Wellenlängengebiet zwischen 2,6 $\mu$ und 6,5 $\mu$ ist ein breiter komplexer Absorptionsstreifen vorhanden, der seine größte Höhe bei 5,0 $\mu$ erreicht. Zwischen 6,5 $\mu$ und 8,0 $\mu$ sind ebenfalls einige ganz schwache Maxima und Minima vorhanden. Ob letzteres auch im übrigen Spektrum der Fall ist, konnte nicht festgestellt werden, da hier wegen zu geringer Intensität eine größere Spaltbreite angewendet werden mußte.

Nur bei 14,1 $\mu$ war mit Sicherheit ein schwaches Minimum der Durchlässigkeit zu konstatieren. Im kurzwelligeren Teile des Spektrums ist eine Durchlässigkeit von ungefähr 69 Proz. zu konstatieren, hinter dem Absorptionsstreifen ebenfalls fast vollkommene Durchlässigkeit, diese nimmt von 6,5 $\mu$ an langsam zu, um schließlich bei ungefähr 12 $\mu$ den von hier ab konstanten Wert 70 Proz. zu erreichen.

Berücksichtigt man die Reflexionsverluste, so ergibt sich für die durch eine Platte ohne Absorption hindurchgehende Intensität

$$J = J_0 . (1 - r)^2 . (1 + r^2 + \ldots).$$

Der Reflexionskoeffizient $r$ von Diamant ist, wie oben festgestellt wurde:

$$r = 0{,}165.$$

Damit berechnet sich aus obiger Formel für die durchgelassene Intensität

$$J = 0{,}718 . J_0,$$

also 71,8 Proz. der einfallenden Strahlung. Die experimentell gefundene Durchlässigkeit beträgt, wie gesagt, 70 Proz.

Hr. W. H. Julius hat im Jahre 1892 über Messungen der Durchlässigkeit von Diamant berichtet.[1]) Hierbei ist die Absorption als Funktion der Minimalablenkungen des benutzten Steinsalzprismas angegeben. Die nach den neuesten Dispersionsmessungen auf Wellenlängen umgerechnete Kurve der von Hrn. Julius gefundenen Durchlässigkeit einer 4,25 mm starken Diamantplatte ist in Fig. 13 gestrichelt eingezeichnet. Auch in dieser findet sich die Absorptionsbande zwischen 2,5 $\mu$ und 6 $\mu$, allerdings kommt hier die komplizierte Struktur derselben nicht zum Ausdruck. Welchen Gründen der Widerspruch im Wellenlängengebiet bei 9 $\mu$ zuzuschreiben ist, ist schwer zu entscheiden. Weitere Messungen der Absorption von Diamant sind von Ångström[2]) angestellt worden, sie stimmen im wesentlichen mit denen von Julius überein. Es ist übrigens nicht unwahrscheinlich, daß die hier beobachteten Absorptionsstreifen ganz oder teilweise von Verunreinigungen

1) W. H. Julius, Bolometrisch onderzoek van absorptiespectra. Amsterdam 1892.

2) K. Ångström, Phys. Rev. **1.** p. 597. 1892.

des Diamanten herrühren, aber mit dem Kohlenstoff selbst nichts zu tun haben. Auf Grund dieser Vorstellung würde sich auch die Abweichung der von mir erhaltenen Kurve von den früher gefundenen erklären.

Das Reflexionsspektrum von Diamant hat theoretisch ein besonderes Interesse, da Hr. Einstein[1]) aus einer von ihm entwickelten Theorie der spezifischen Wärme die Wellenlänge einer eventuell vorhandenen ultraroten Eigenschwingung von Diamant berechnet hat. Hr. Einstein hat das Gesetz

$$c = 3\,R\,.\,n = 5{,}94\,.\,n$$

($R$ = Gaskonstante, $n$ = Anzahl der Atome in Molekül, $c$ = spezifische Wärme),

das bekanntlich nicht für alle Substanzen Gültigkeit hat, dahin modifiziert, daß

$$c = 5{,}94\,.\,\sum \frac{e^{\frac{\beta\nu}{T}} \cdot \left(\frac{\beta\,.\,\nu}{T}\right)^2}{\left(e^{\frac{\beta\nu}{T}} - 1\right)^2}$$

wird, wenn $T$ die absolute Temperatur, $\beta$ die Exponentialkonstante der Planckschen Strahlungsfunktion, $\nu$ die Schwingungszahlen der einzelnen Gattungen der zur spezifischen Wärme beitragenden schwingungsfähigen Gebilde bedeuten. Die Summe ist über alle Gattungen der schwingungsfähigen Teilchen zu erstrecken. Hr. Einstein nimmt nun bei Diamant für die Summe nur ein Glied an und berechnet mit Hilfe der bekannten spezifischen Wärme eine Schwingungszahl $\nu$, die einer optischen Wellenlänge von 11 $\mu$ entsprechen würde. Eine anomale Reflexion müßte also an dieser Stelle des Spektrums zu suchen sein. Jedoch ist es, wie auch Hr. Einstein erwähnt, nicht nötig, anzunehmen, daß die für die spezifische Wärme Beiträge liefernden Gebilde auch geladene Ionen sind, wie sie für ultrarote optische Eigenschaften in Betracht kommen. Ist dies nicht der Fall, so würde sich eine solche Eigenschwingung optisch nicht bemerkbar machen, der Diamant dürfte dann an keiner Stelle des ultraroten Spektrums eine Stelle selektiver Reflexion aufweisen. Die oben

1) A. Einstein, Ann. d. Phys. 22. p. 180, 800. 1907.

mitgeteilten Messungsresultate sprechen für letzteren Fall. Nicht nur ist an der nach der Einsteinschen Theorie in Frage kommenden Stelle bei 11 $\mu$ nicht die geringste Steigerung des Reflexionsvermögens zu bemerken, auch in der Durchlässigkeitskurve zeigt sich an dieser Stelle keinerlei Änderung des gleichmäßigen Verlaufs. Als Träger einer eventuell hier vorhandenen Eigenschwingung müßte man also nach außen hin neutrale Teilchen annehmen, wie man sie sich wohl aus elektrischen Dipolen zusammengesetzt denken kann.

---

Die vorstehenden Untersuchungen wurden im physikalischen Institut der Berliner Universität ausgeführt.

Es sei mir gestattet, an dieser Stelle meinem verehrten Lehrer Hrn. Geheimrat Rubens für die Anregung zu dieser Arbeit sowie für das stete Interesse und seine wertvollen Ratschläge bei ihrer Ausführung meinen wärmsten Dank auszusprechen.

Auch möchte ich nicht verfehlen, hier des leider so früh verstorbenen Dr. Erich Ladenburg zu gedenken. Ferner bin ich den Herren Dr. v. Baeyer und Dr. Regener für vielfache Unterstützungen zu aufrichtigem Dank verpflichtet.

---

# Lebenslauf.

Am 13. August 1884 wurde ich, Franz Friedrich Wilhelm Otto Reinkober, zu Salzbrunn in Schlesien geboren als Sohn des jetzigen Kgl. Kreisarztes, Medizinalrates Dr. Johannes Reinkober und seiner Ehefrau Clara geb. Blomeyer. Die erste Schulbildung erhielt ich in der Privatvorbereitungsschule von Hrn. Dr. Mittelhaus in Breslau. Nach einjährigem Privatunterricht im Elternhause besuchte ich dann von 1894 bis 1902 das Gymnasium zu Wohlau, wo ich am 14. Februar 1902 die Maturitätsprüfung bestand. Nachdem ich hierauf ein halbes Jahr in den Eisenbahnwerkstätten in Breslau praktisch gearbeitet hatte, ließ ich mich an der Technischen Hochschule zu München immatrikulieren, um Maschinenbau und Elektrotechnik zu studieren. Das Wintersemester 1904/05 und das Sommersemester 1905 verbrachte ich an der Technischen Hochschule zu Berlin. Im Herbst 1905 ließ ich mich an der Universität Berlin immatrikulieren, um mich dem Studium der Naturwissenschaften, besonders der Physik, zu widmen. Im Sommer 1906 arbeitete ich im anorganischen Laboratorium des physikalisch-chemischen Instituts, seit Oktober 1907 im physikalischen Institut. Ich hörte Vorlesungen der Herren:

v. Braunmühl, Burmester, Ebert, H. Erdmann, Finsterwalder, Grunmach, Heyn, Leist, Paasche, Reichel, Slaby, Stavenhagen.

O. v. Baeyer, Blasius, Dilthey, Drude, Fock, Grüneisen, Helmert, Jahn, Knoblauch, Krigar-Menzel, E. Ladenburg, Marckwald, Nernst, Planck, Riehl, Rubens, Schottky, Ad. Wagner, Warburg, Wehnelt.

Allen meinen Lehrern, besonders aber Hrn. Geheimrat Rubens, bin ich zu aufrichtigem Danke verpflichtet.

Die Promotionsprüfung bestand ich am 14. Juli.